и

$$\nabla_{\mathbf{v}} f_0 = \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} m\mathbf{v} \text{ и } \mathbf{E} = -\nabla\varphi,$$

после простых преобразований получаем

$$f_1 = \tau \left[\frac{\mu - \varepsilon}{T} \nabla T - \nabla (\mu - e\varphi) \right] \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} v_x. \qquad (5.67)$$

5.3. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЯВЛЕНИЙ ПЕРЕНОСА

Знание неравновесной функции распределения позволяет вычислить все кинетические коэффициенты: электро- и теплопроводность, термоэлектрические коэффициенты (Зеебека, Пельтье и Томсона), коэффициенты гальвано- и термомагнитных явлений. Оставив изучение двух последних классов явлений на будущее (что мы вынуждены сделать, так как исключили из кинетического уравнения члены, содержащие магнитное поле), напишем выражение для плотностей электрического тока и потока энергии при отсутствии магнитного поля:

$$j = \overline{en\mathbf{v}} = e \int \mathbf{v} f_1 \, dG(\varepsilon) \qquad (5.68)$$

и

$$q = \overline{\varepsilon n\mathbf{v}} = \int \varepsilon \mathbf{v} f_1 \, dG(\varepsilon). \qquad (5.69)$$

Если считать, что время релаксации существует, то можно сразу же написать феноменологические выражения (5.67) для f_1 и (5.66) и (5.63) для плотностей тока и потока энергии. Таким образом, весь вопрос сводится к нахождению выражения для времени релаксации. Так как f_1 согласно (5.67) является линейной функцией градиентов потенциала и температуры, то электрический ток и поток энергии должны быть линейными функциями от этих параметров. Поэтому в самом общем виде можно написать

$$\mathbf{j} = L_{EE}\mathbf{E} + L_{ET}\nabla T \qquad (5.70)$$

и

$$\mathbf{q} = L_{TE}\mathbf{E} + L_{TT}\nabla T, \qquad (5.71)$$

где все L — кинетические коэффициенты, подлежащие определению.

По определению, коэффициент пропорциональности между напряжением и током при $\nabla T = 0$ называется электропроводностью σ, следовательно,

$$\sigma = L_{EE}. \tag{5.72}$$

Коэффициент термо-э. д. с. α измеряется при наличии градиента температуры и отсутствии тока (по существу, это является определением термоэлектродвижущей силы). Таким образом, приравнивая в (5.70) $\mathbf{j}$ нулю, находим

$$\mathbf{E} = -\frac{L_{ET}}{L_{EE}} \nabla T, \tag{5.73}$$

следовательно,

$$\alpha = \frac{L_{ET}}{L_{EE}}. \tag{5.74}$$

Коэффициент теплопроводности измеряется также при отсутствии тока в цепи. Подставив $\mathbf{E}$, соответствующее $j = 0$, из (5.73) в (5.71), находим

$$\mathbf{q} = \left(-\frac{L_{TE} L_{ET}}{L_{EE}} + L_{TT} \right) \nabla T. \tag{5.75}$$

Следовательно, удельная теплопроводность

$$\varkappa = L_{TT} - \frac{L_{TE} L_{ET}}{L_{EE}}. \tag{5.76}$$

Аналогично можно получить феноменологические выражения для коэффициентов Пельтье и Томсона. Для того чтобы получить конкретные выражения для всех перечисленных выше кинетических коэффициентов, необходимо подставить в (5.68) и (5.69) выражения для f_1 и провести интегрирование по энергиям. Но для проведения этой программы мы должны получить зависимость времени релаксации τ от энергии в явном виде — следующий параграф и посвящен рассмотрению этого вопроса.

5.4. ВЫЧИСЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ

РАССЕЯНИЕ НА ИОНАХ ПРИМЕСИ

Вычисление времени релаксации является одной из наиболее сложных задач теории явлений переноса, поэтому мы здесь рассмотрим лишь основные вехи расчета для наи-